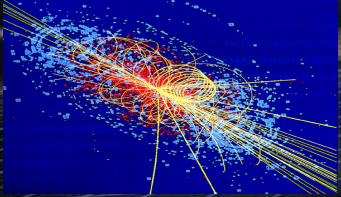


Wszechświat cząstek elementarnych



WYKŁAD 10 20.IV.2011

Maria Krawczyk, Wydział Fizyki UW

Teoria cząstek elementarnych- opis zdarzeń
Rachunek zaburzeń i nieskończoności
Renormalizacja
Prawdopodobieństwo procesów
dla dużych energii
i „konieczność” istnienia cząstki Higgsa

Teoria cząstek elementarnych – opis zdarzeń

- Efekty relatywistyczne i kwantowe, takie jak procesy powstawania i znikania cząstek, oraz ich mieszania i rozpady → opis w ramach **Kwantowej Teorii Pola**

(Quantum Field Theory QFT)

- Technika obliczeniowa QFT
 - rachunek zaburzeń:
drzewa (tree) i pętle (poprawki kwantowe)
 - język obrazkowy (diagramy Feynmana 1948, dla QED)

Teoria cząstek el. - trudności

- QED opisuje oddz. elektronów z fotonami;
ALE trudności bo poprawki kwantowe **nieskończone**.
Sposób obejścia → **procedura renormalizacji**
idea renormalizacji Kramers 1938 r.
- Oddziaływania słabe – jeszcze większe TRUDNOŚCI.
Propozycja: **nowe oddziaływanie, nowe cząstki** →
teoria oddz. elektroslabych z bozonami W/Z i cząstką
Higgsa renormalizowalna (podlegająca procedurze
renormalizacji)

Nagrody Nobla: Glashow, Salam, Weinberg 1979 (W/Z)
t'Hooft, Veltman 1999 (renormalizowalność)

Efekty relatywistyczne

(szczególna teoria względności)

- Najbardziej bezpośredni przejaw efektów relatywistycznych w fizyce cząstek elementarnych to czas życia cząstek → dłuższy dla poruszającej się cząstki (*dylatacja czasu*)
Miony, które powstają w górnych warstwach atmosfery docierają na powierzchnię Ziemi tylko dzięki wydłużonemu czasowi życia (inaczej przebyłyby tylko ok. 660 m).

Podobny efekt - skrócenie długości (Lorentza)

- Istotna rola pomiaru

Szczególna teoria względności Einsteina opiera się o postulaty:

- *Niezmienniczość praw fizyki względem zmiany układu odniesienia (dla układów poruszających się ze stałą prędkością)*
- *Stała prędkość światła c w układach odniesienia poruszających się ze stałą prędkością względem siebie (bardzo nieintuicyjne)*

Transformacja Lorentza wiąże pomiary w różnych układach odniesienia, np. $x'=f(v/c)[x+vt]$ $t'=f(v/c)[t+v/c^2x]$ $y'=y$, $z'=z$

Czas i położenie mieszają się....(czaso-przestrzeń)

w granicy $c \rightarrow$ nieskończoności: $x'=x+vt$, $t'=t$ (transformacja Galileusza)

Niezmienniczość

Niezmienniczość praw względem „obrotów”
w czaso-przestrzeni, w tym zmiany układu odniesienia
(poruszających się ze stałymi prędkościami) →
niezmienniczość Lorentza

(Niezmienniczość Lorentza plus niezmienniczość względem przesunięć w czasie
i przestrzeni → niezmienniczość Poincare'go)

NIE WSZYSTKO JEST WZGLĘDNE!!

Jeśli proces fizyczny jest zabroniony w jakimś
układzie odniesienia, to jest zabroniony w każdym
układzie, np. rozpad cząstki

- Do opisu nieraz wygodny pewien konkretny układ...

Zasada zachowania energii i pędu

- Dla wszystkich procesów rozpadów i rozpraszania cząstek spełniona jest zasada zachowania energii i pędu

- Dla swobodnego elektronu proces $e \rightarrow e \gamma$ nie może być zrealizowany. Dlaczego?

Spoczywający elektron ma najniższą możliwą energię, po emisji fotonu nie może mieć mniejszej.

A jeśli w jednym układzie jest to niemożliwe, to w innym układzie też nie jest możliwe.

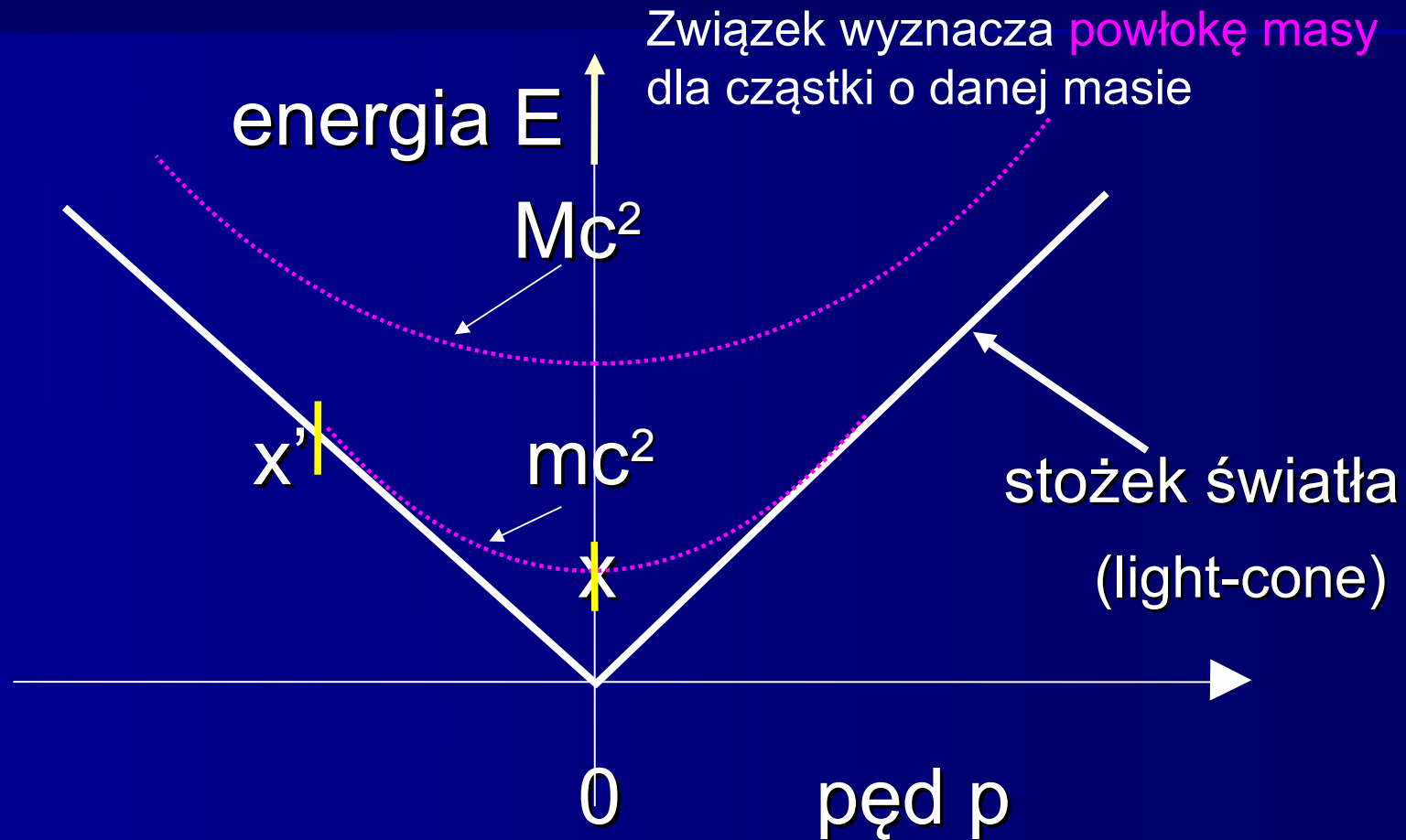
Jest to możliwe dla elektronu w atomie, bo elektron przechodzi do niższego stanu. W materii emisja fotonów też jest możliwa \rightarrow promieniowanie hamowania (bremsstrahlung)

- Dla swobodnego fotonu rozpad $\gamma \rightarrow e^+e^-$ też nie jest możliwy, bo obserwator lecący w kierunku fotonu widzi foton o niższym pędzie (czyli energii, bo tu $E=pc$).

Ale w pobliżu jądra – może

Energia i pęd dla cząstki swobodnej

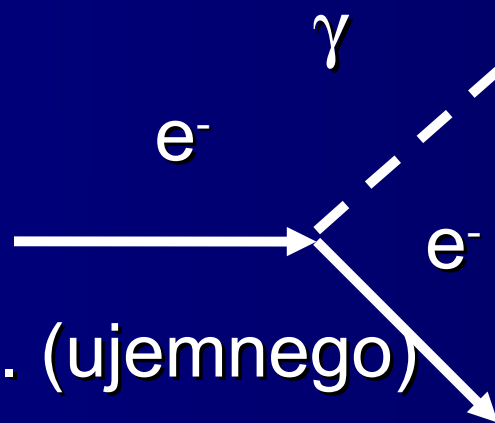
$$E = c\sqrt{p^2 + m^2c^2}$$



zmiana układu odniesienia: $x \rightarrow x'$
(cząstka na **powłoce masy**)

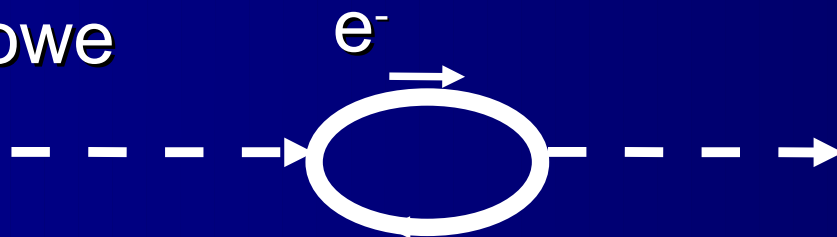
Diagramy Feynmana - pętle

- Diagramy – cząstki reprezentujemy przez linie a akt oddziaływania przez punkt przecięcia (wierzchołek)
- Emisja fotonu przez elektron



strzałki – tu przepływ ład. el. (ujemnego)

- Poprawki kwantowe to również **pętle**

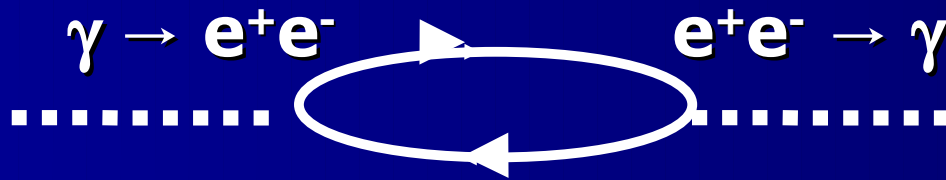


Cząstki wirtualne

Mechanika kwantowa pozwala na istnienie cząstek z niedostępnymi energiami (tzn. niezgodnymi z zasadą zachowania energii), ale przez krótki czas zgodnie z

zasadą Heinsenberga: $\Delta E \sim 1/\Delta t$

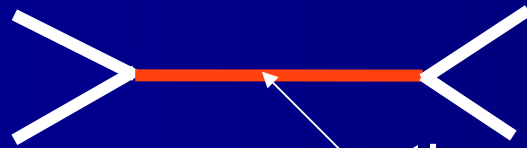
Np. elektrony mogą mieć zerową, ujemną energię lub bardzo dużą energię. Wtedy procesy kreacji i anihilacji par możliwe → a więc np. pętle



Cząstki wirtualne to są cząstki dla których $E^2 \neq p^2 + m^2$ ($c=1$) (cząstki „poza powłoką masy”) - istnieją krótko i nie są obserwowane bezpośrednio

Cząstki wirtualne=wewnętrzne

Przykład: W zderzeniu dwóch cząstek **a, b**
produkowane są dwie cząstki **c, d**: $a+b \rightarrow c+d$

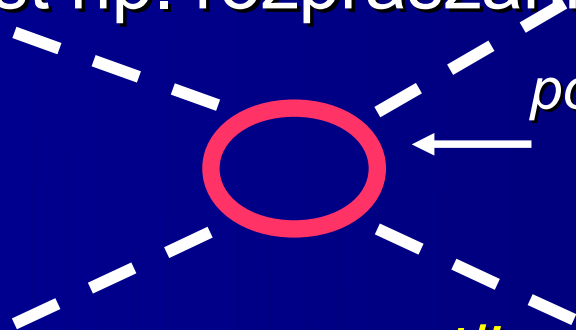


cząstka wewnętrzna = **wirtualna**

Dzięki cząstkom wirtualnym:

- uwzględniamy interferencję (jeśli w zderzeniu ab produkcja cd możliwa jest na dwa sposoby, to jak przechodzenie światła przed dwie szczeliny)
- możliwe jest np. rozpraszanie światła na świetle

$\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$



*pośredniczą cząstki naładowane
(fotony jako cząstki neutralne
nie oddziałują wprost ze sobą)*

w pętli np. elektron

Amplitudy prawdopodobieństwa i prawdopodobieństwa procesów

- Jeżeli znamy własności cząstek i sprzężeń możemy obliczyć prawdopodobieństwa procesów
- Cząstki początkowe wytwarzamy lub przygotowujemy, ale końcowe możemy tylko obserwować
- Interferencja: z określonego stanu początkowego do określonego stanu końcowego na wiele sposobów (*kanały procesu*) - wiele diagramów należy uwzględnić
(→ **suma amplitud prawdopodobieństwa**
nie samych prawdopodobieństw)

Pytanie: który konkretnie proces się zdarzył – to jak pytanie którą szczeliną przeszedł foton ...

Nieskończoności

- Opis procesu: uwzględniamy wszystkie możliwe diagramy (procesy) pozwalające na przejście od stanu początkowego do stanu końcowego.
- Występują cząstki wirtualne (o różnych energiach) z dowolnie wielkimi energiami. Sumowanie po wkładach od takich cząstek może prowadzić do nieskończonego prawdopodobieństwa badanego procesu.
- Pytanie: czy wkłady od takich procesów z wirtualnymi cząstkami daleko poza powłoką masy są jakoś tłumione? Nieraz nie są ...

Tłumienie wkładu od pętli

- Zwykle tłumienie większe dla cząstek bardziej wirtualnych (*bardziej poza powłoką masy*)
- Tłumienie zależy od typu cząstki, szczególnie istotny jest spin cząstki wirtualnej
(W procesach zachowuje się całkowity moment pędu: jeżeli w stanie początkowym występuje cząstka ze spinem, to w stanie końcowym wystąpi cząstka ze spinem albo cząstki bezspinowe ale ze wzajemnym momentem pędu)
- Im spin większy tym mniejsze tłumienie dla dużych wirtualności → **problemy z cząstkami ze spinem 1**
- Tłumienie zależy też od typu sprzężenia

Nieskończoności -renormalizacja

- QED: problem z fotonem (spin 1)? – wkłady od różnych diagramów QED kasują się, co wykazali w 1948 Feynman, Tomonaga, Schwinger (Nobel 1964)

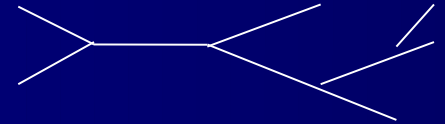
QED prowadzi do skończonych przewidywań - bardzo precyzyjnych przewidywań, np. dla anomального momentu magnetycznego mionu

→ patrz poniżej

- Dla oddziaływań słabych z bozonami W i Z (też spin 1) – problem jest większy, ale uwzględnienie nowych oddziaływań i nowych diagramów pomaga

Rachunek zaburzeń

- Przewidywania teoretyczne dla określonego procesu: musimy sumować wkłady, w tym z większą liczbą wierzchołków



- Ale to jest nieskończony szereg...
- W wielu wypadkach nie musimy sumować do końca – np. w QED mała stała sprzężenia

$$\alpha = e^2 / (4 \pi) \sim 1/137$$

i następny człon w szeregu prop. do α^2 – mały około 1%

- Rachunek zaburzeń (r.perturbacyjny) - im więcej wyrazów w szeregu uwzględnimy (wyrazów wyższego rzędu w stałej sprzężenia, czyli potęg stałej sprzężenia), tym większa precyzja przewidywań teorii

Anomalny moment magnetyczny mionu

(lub $g-2|_{\mu}$) w oparciu o Jegerlehner, Eidelman, J. Miller 2006-7

Dla cząstki fund.
o spinie 1/2
najprostszy akt
oddziaływania z
polem e-m
→ $g=2$

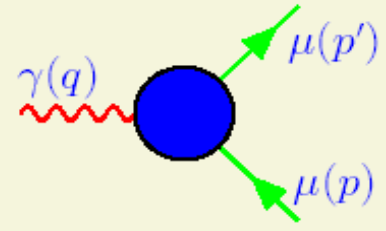
$(g-2)_{\mu}$

① The Anomalous Magnetic Moment of the Muon

$$\vec{\mu} = g_{\mu} \frac{e\hbar}{2m_{\mu}c} \vec{s} ; \quad g_{\mu} = 2 (1 + a_{\mu})$$

Dirac: $g_{\mu} = 2$, a_{μ} muon anomaly

Stern, Gerlach 22: $g_e = 2$; Kusch, Foley 48: $g_e = 2 (1.00119 \pm 0.00005)$



$$= (-ie) \bar{u}(p') \left[\gamma^{\mu} F_1(q^2) + i \frac{\sigma^{\mu\nu} q_{\nu}}{2m_{\mu}} F_2(q^2) \right] u(p)$$

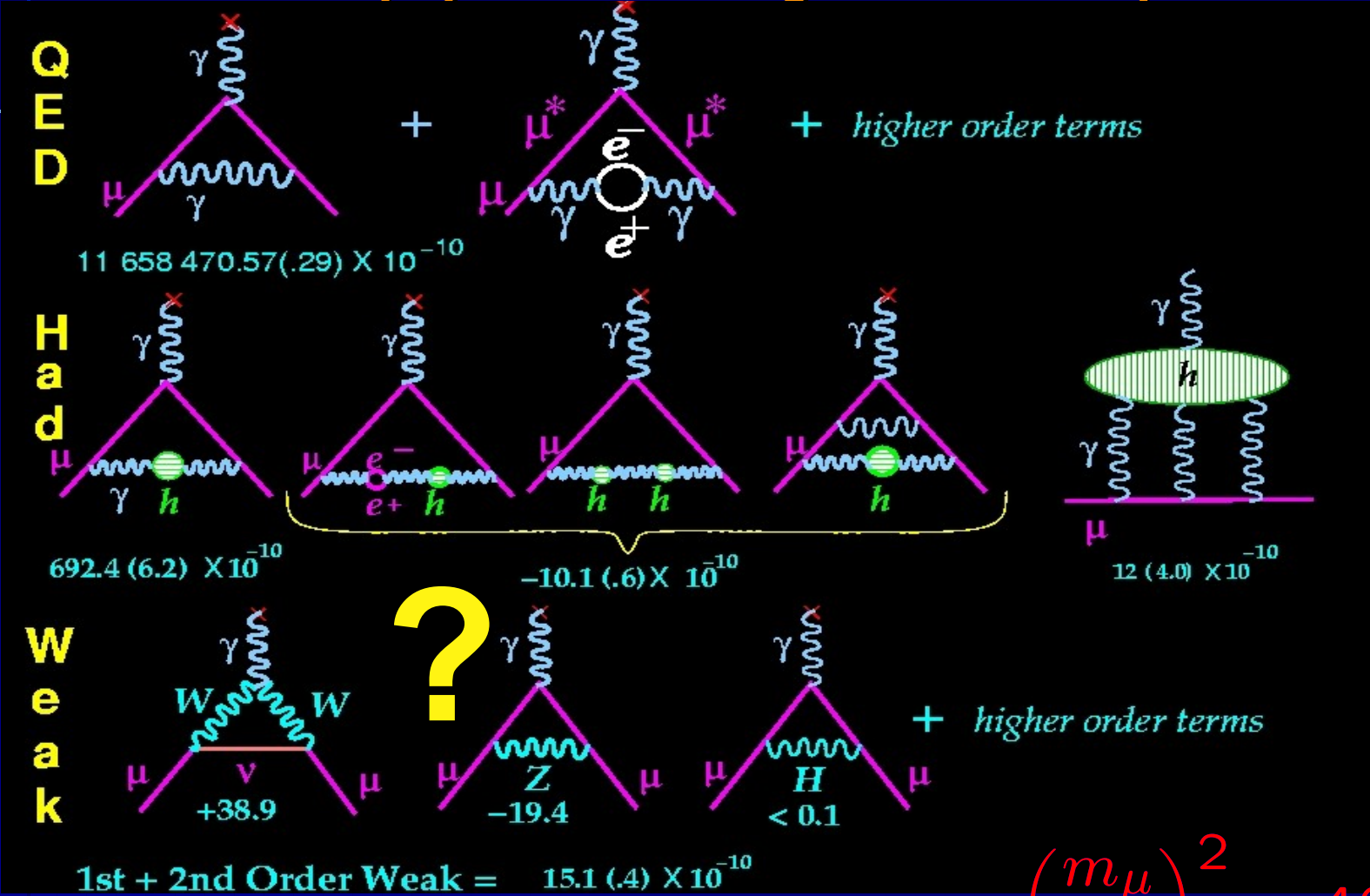
$$F_1(0) = 1 ; \quad F_2(0) = a_{\mu}$$

a_{μ} responsible for the Larmor precession
directly proportional at magic energy ~ 3.1 GeV

CERN, BNL g-2 experimen

$$\vec{\omega}_a = \frac{e}{m} \left[a_{\mu} \vec{B} - \left(a_{\mu} - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \vec{\beta} \times \vec{E} \right]_{\text{at "magic } \gamma}^{E \sim 3.1 \text{ GeV}} \simeq \frac{e}{m} \left[a_{\mu} \vec{B} \right]$$

Model Standardowy: wkłady pętlowe QED, od hadronów (h) i oddziaływań EW (W/Z i H)

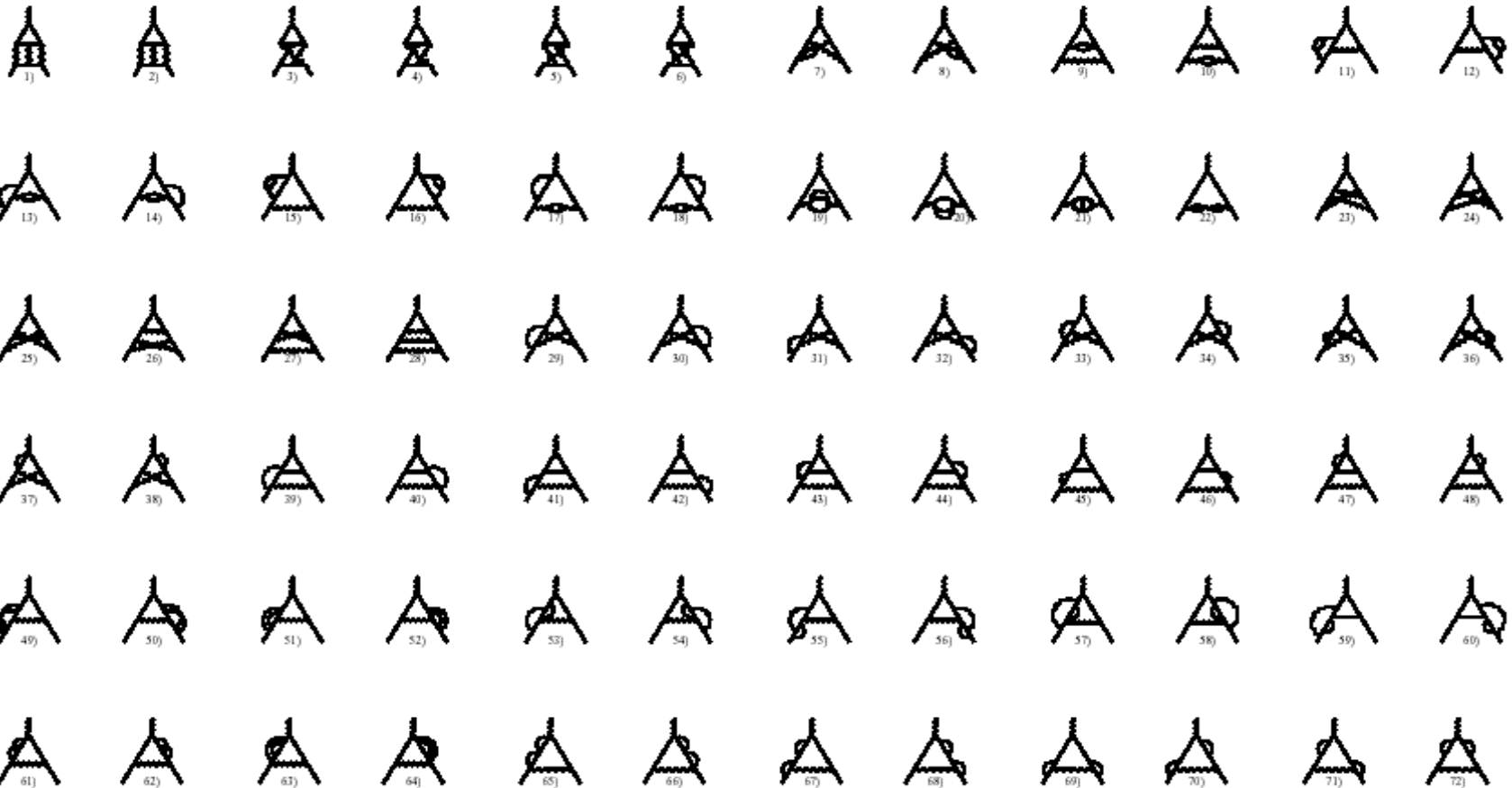


e vs. μ : relative contribution of heavier things

$$\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \simeq 40,000$$

3 rd order QED contributions

3-i rząd szeregu perturbacyjnego QED dla $g=2$



QED Contribution a_μ^{QED}

$$\begin{aligned} a_\mu^{\text{QED}} \cdot 10^{10} &= \sum C_i \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^i = & 11614097.3 \text{ (1-loop)} \\ &+ & 41321.8 \text{ (2-loop)} \\ &+ & 3014.2 \text{ (3-loop)} \\ &+ & 38.1 \text{ (4-loop)} \\ &+ & 0.4 \text{ (5-loop)} \end{aligned}$$

Terms up to α^3 are known analytically, a recent more accurate numerical calculation of the α^4 terms and the leading $\log \alpha^5$ terms gave (T. Kinoshita and M. Nio, 2005; A.L. Kataev, 2006):

$$a_\mu^{\text{QED}} = (116584719.4 \pm 1.4) \cdot 10^{-11}.$$

From the latest value of a_e (G. Gabrielse et al., 2006; M. Passera, 2006):

$$\alpha^{-1} = 137.035999710(96), \quad a_\mu^{\text{QED}} = (116584718.09 \pm 0.14 \pm 0.08) \cdot 10^{-11}.$$

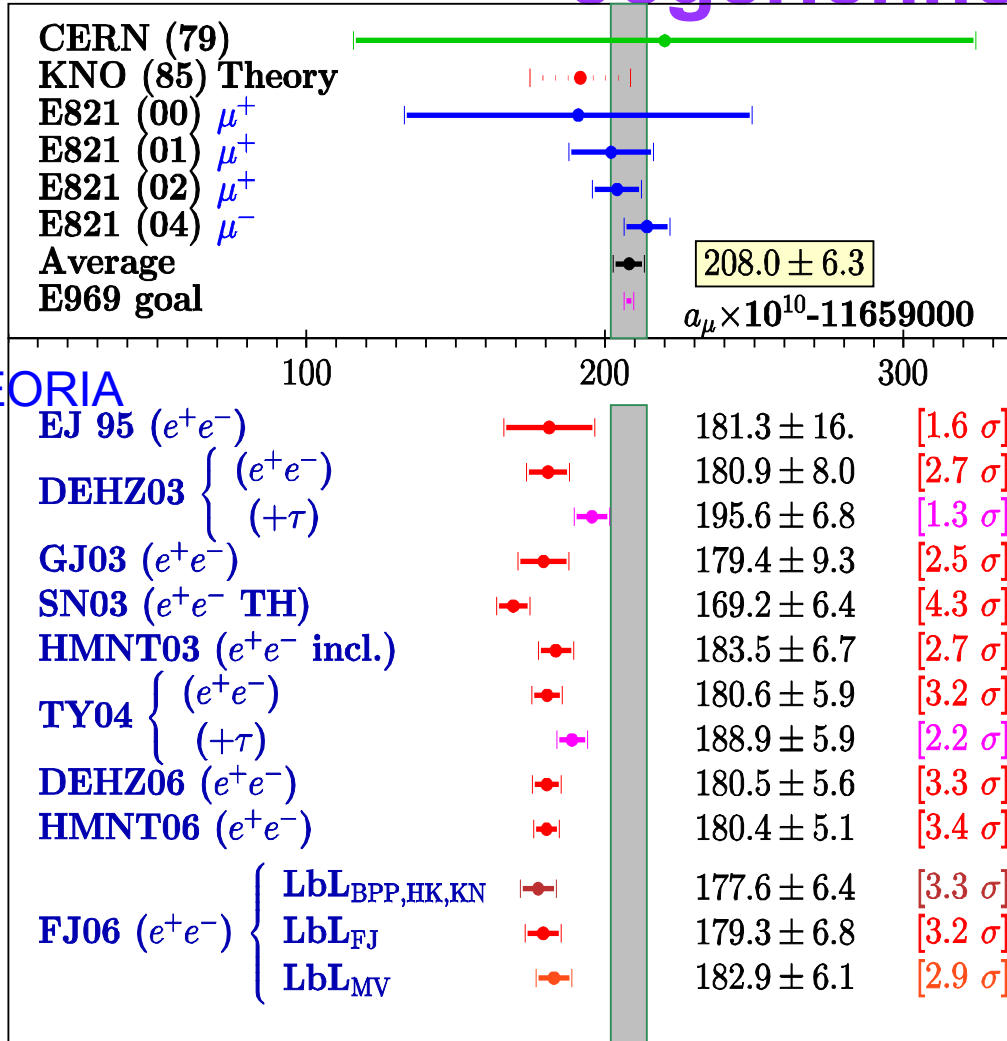
The errors are due to: a/ $\mathcal{O}(\alpha^5)$, b/ α

$g-2|_{\mu}$: dane-teoria (MS)

DANE

Jegerlehner'07

New Physics?

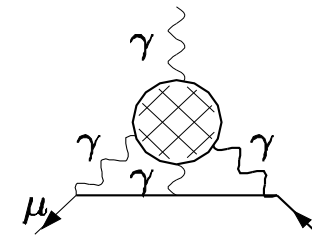
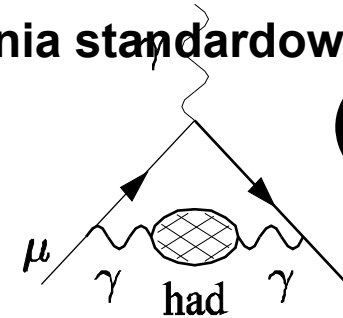


$$\delta a_{\mu} = (287 \pm 91) 10^{-11}$$

niezgodność na poziomie 3.2

odchylenia standardowego

(3.2 σ)



TEORIA

The BNL muon storage ring



www.g-2.bnl.gov

Małe, b. precyzyjne doświadczenie przy niskich energiach - www.g-2.bnl.gov

Idea renormalizacji

- QED: nieskończoności występują tylko w kilku wyrażeniach, związanych z masą i ładunkiem elektrycznym mionu.

Posługując się wielkościami mierzonymi w doświadczeniu, pozbywamy się nieskończoności w następujący sposób:

Niech A -wyrażenie dla wielkości fizycznej, poprawka pierwszego rzędu Δ zawiera nieskończony wkład Δ' (sparametryzowany np. $\sim \Lambda \rightarrow \infty$),

$$A = e_0(1 + \Delta) + \dots = e_0(1 + \Delta')(1 + \Delta'' + \dots) = e_{\text{fiz}}(1 + \Delta'' + \dots),$$

czyli przewidywania dla wielkości fiz. A skończone (Δ'' - skończone, e_{fiz} - też)
(+... wyrazy wyższego rzędu w ładunku elektrycznym)

Przykład: nieskończoności nie ma w końcowych wyrażeniach dla anormalnego momentu magnetycznego mionu. Występują na etapach pośrednich i są takie same w wyrażeniach dla ładunku elektrycznego jak i mom. magn. Możemy wyrazić jedno przez drugie, a dla ładunku elektrycznego przyjąć wartość doświadczalną...

Trik bardzo skuteczny

nazwa uczona: renormalizacja

- Ładunek elektryczny jest wolnym (wyjściowym) parametrem QED, masa elektronu m_e – też.
- Skoro teoria nie przewiduje wartości tych parametrów – to możemy w nich ukryć nieskończoności
- Jeżeli nieskończoności tylko w wyrażeniach dla wolnych parametrów teorii → teoria renormalizowalna

Renormalizacja działa dobrze

choć świadczy o niedoskonałości teorii

- dobrze, że można kłopotliwe człony wyizolować i powiązać z pomiarami parametrów
- Problemy teorii typu QED:
 - teoria jedynie perturbacyjna
 - występują nieskończoności(ale można je izolować)

Mimo to, tak skonstruowana teoria QED w bardzo dobrej zgodności z danymi

(porównaj wyniki dla $g=2$)

Nierenormalizowalność

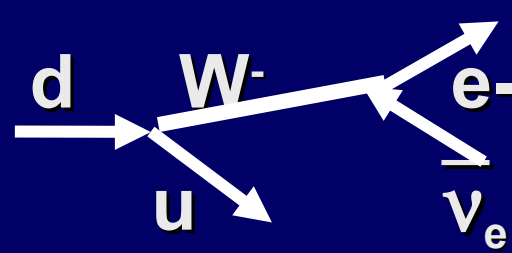
- Są teorie z nieskończonościami zawartymi nie tylko w wolnych parametrach
- Długo sądzono, że teorie z cząstkami o spinie 1, ale innymi niż foton, są nierenormalizowalne
- Dziś wiemy, że można mieć renormalizowalne teorie z cząstkami o spinie 1 – o ile są to teorie z cechowaniem (**gauge theories**), dokładnie
→ teorie nieprzemienne (Yang-Millsa)

Poniżej zbadamy tłumienie dla dużych energii dla oddziaływań elektroslabych

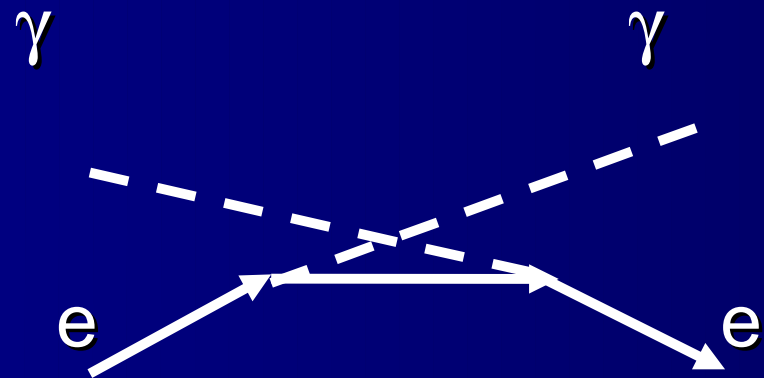
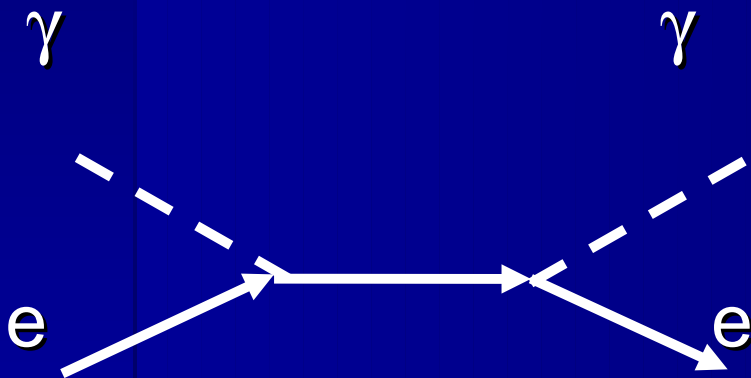
Grawitacja to teoria z cechowaniem, ale nierenormalizowalna

Rozpad $d \rightarrow u e \bar{\nu}_e$

Oddziaływania elektrosłabe (EW)



- W jest bardzo masywne (80.4 GeV), więc w tym rozpadzie kwarku d (masa \sim MeV) bozon W jest bardzo wirtualny, daleko poza powłoką masy (rozpad $d (W^-)$ i rozpad $\bar{d} (W^+)$)
- W ma spin 1 \rightarrow kłopoty z renormalizowalnością
- Aby dokładnie przedyskutować ten problem najpierw przeanalizujemy rozpraszanie Comptona $\gamma e \rightarrow \gamma e$ (QED), są tu dwa diagramy:



Zachowanie teorii dla dużych energii

- Źle, jeśli prawdopodobieństwo procesów rośnie z energią, gdyż może przekroczyć 1 (100%)
- Rozpraszanie Comptona – każdy diagram daje wkład rosnący z energią, ale suma diagramów – OK (kasowanie)
- Kasowanie wynika ze struktury teorii (symetria cechowania)

Obliczenia prawdopodobieństw wg. reguł Feynmana

Reguły Feynmana

- Każdej linii i wierzchołkowi w diagramach Feynmana przypisujemy określony czynnik. Tu śledzimy tylko energię E .
- Wchodzący lub wychodzący foton (w danym procesie) (i każda cząstka wektorowa o **spinie 1**) – czynnik E
Foton wirtualny – czynnik 1
- Wchodząca lub wychodząca cząstka o **spinie $\frac{1}{2}$** - czynnik \sqrt{E} , wirtualna cząstka o spinie $\frac{1}{2}$ - czynnik $1/E$
- Wchodząca lub wychodząca cząstka o **spinie 0** - czynnik 1, wirtualna cząstka o spinie 0 - czynnik $1/E^2$
- Ale są jeszcze **dodatkowe czynniki** wynikające ze sprzężeń, np. wirtualny W sprzęgający się do dwóch rzeczywistych (na powłoce masy) cząstek z obu końców – czynnik $1/E^2$

Mnożymy czynniki \rightarrow **amplituda prawdopodobieństwa A**
(prawdopodobieństwo = $|A|^2$)

Proces Comptona dla dużych E

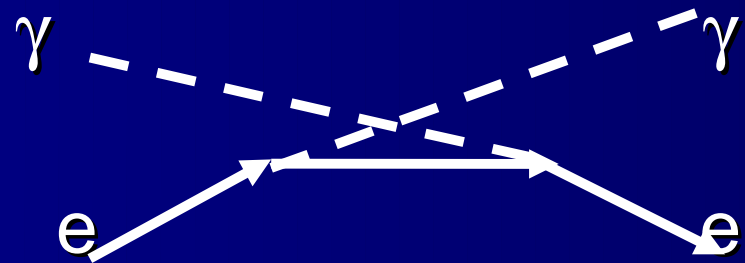
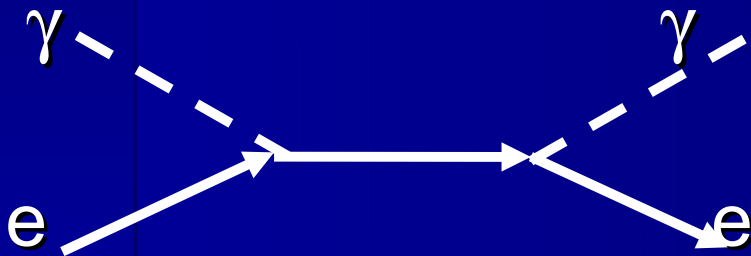
Dla tego procesu amplituda rośnie z energią jak

$$E^2 (\sqrt{E})^2 1/E = E^2$$

(zaś prawdopodobieństwo E^4)

Złe zachowanie każdego z diagramów, ale w sumie (dodajemy amplitudy!) kasują się te wkłady i uzyskany wynik jest niezależny od energii

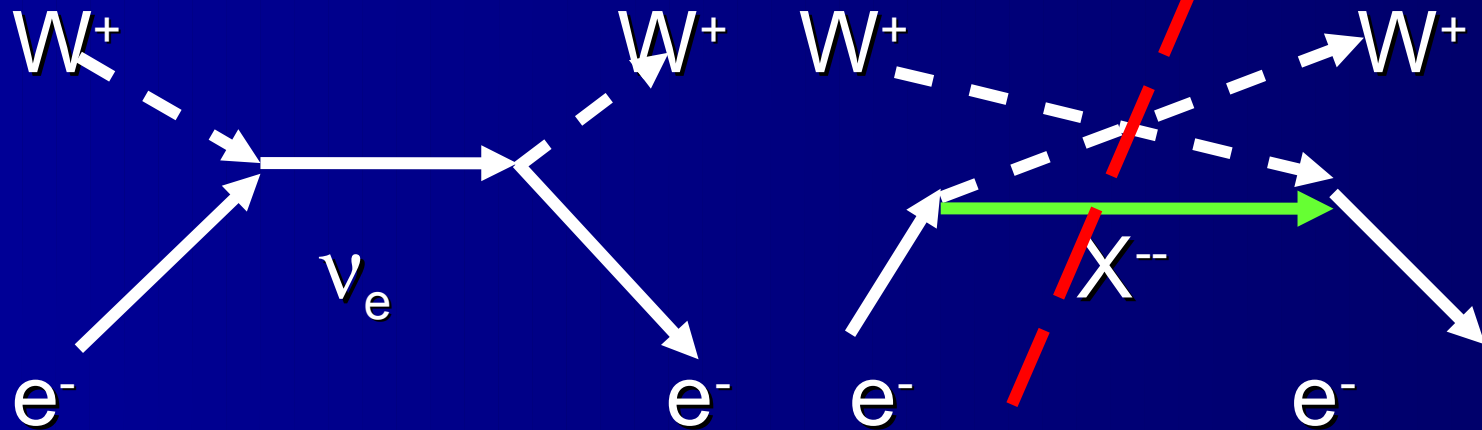
$$\gamma e \rightarrow \gamma e$$



Rozpraszanie bozonów W

Tu strzałki na liniach W
oznaczają pędy

- Zastępując γ przez W



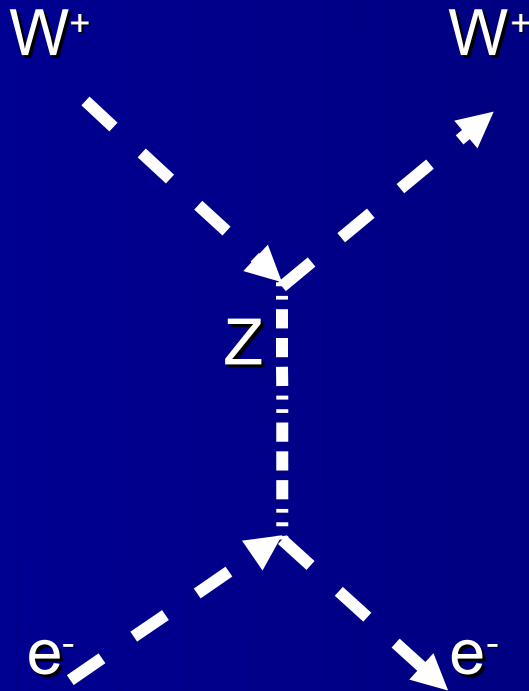
Zachowanie ładunku: X^{--} podwójnie naładowana cząstka:

ale taka cząstka nie istnieje!

Zachowanie złe (amplituda): $E^2 (\sqrt{E})^2 1/E = E^2$

Neutralny bozon Z konieczny!

- Uwzględniając diagram z bozonem Z



Zachowanie $E^2 (\sqrt{E})^2$ (**wierzchołek $WWZ \sim E$**)/ $E^2 = E^2$, i dobry znak sprzężenia WWZ – kasowanie jak dla procesu Comptona !

Cena za dobre zachowanie z E: nowa cząstka bozon Z z określonym oddziaływaniem

Znaleziono ją – to bozon Z !

→ sukces teorii

Rozpraszanie bozonów W na sobie

$\sim E^4$ (bo $E^4 E^2/E^2$) - coraz gorzej...

- Procesy z samymi bozonami W : $WW \rightarrow WW$



Nowy typ procesu

(samoodziaływanie bozonów W)

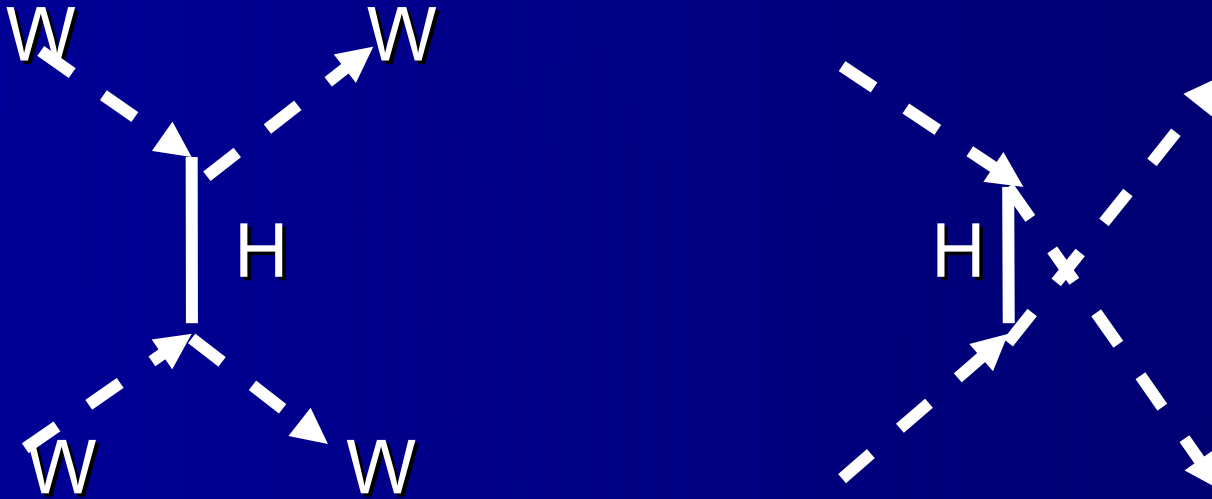
kasowanie E^4 ale nie E^2

Człon E^2 to w istocie to człon $E^2 M^2$ - uwaga: przydałaby się cząstka Higgsa!

- Z analizy wymiarowej wynika, że w amplitudzie pozostają człony typu $E^2 M^2$
(M- masa bozonów W lub Z)
- Musimy jeszcze dodać jakiś wkład tak aby te człony usunąć: najprostsz diagram z wymianą cząstki o spinie 0 sprzęgającej się odpowiednio do W i Z (bozon H)

Rozpraszanie bozonów W na sobie

- wkład od H



Sprzężenia proporcjonalne do mas cząstek
do których H się sprzęga \rightarrow

dobrze zachowanie dla procesu $WW \rightarrow WW$

Koniec?

- Potrzeba istnienia cząstki H - sprzęgającej się do każdej cząstki masywnej
- Nie znaleziona dotychczas
- Oczekujemy: masa ok. 100-200 GeV
- Teoria oddziaływań EW –renormalizowalna, tylko znajdujemy H i zamykamy teorię (Model Standardowy)

Generacja masy?

- Ponieważ H sprzęga się do masy zakłada się powszechnie, że cząstka Higgsa jest również związana z generacją mas cząstek

Spontaniczne łamanie symetrii → przewidywania dotyczące cząstki H identyczne jak z tej analizy prawdopodobieństw dla rozpraszania $WW \rightarrow WW$

- Masy- więc oczekiwany związek z grawitacją (i strukturą Wszechświata) - o tym później

„The theory ends here” -

Veltman

- Samooddziaływanie H proporcjonalne do masy H
- Dla dużych mas (>500 GeV) załamuje się rachunek zaburzeń
- *„The theory ends here. We need help. Experiments must clear up this mess.”*
→ LHC pp, ILC e^+e^- (PLC $\gamma\gamma$, $e\gamma$)

- Czy fakt rozpadu cząstki zależy od układu odniesienia?
- Czy cząstka swobodna i cząstka na powłoce masy to to samo?
- Dlaczego swobodny pozyton nie może wypromieniować foton i pozostać na powłoce masy?
- Co to jest cząstka wirtualna?
- Każdemu diagramowi Feynmana odpowiada określona amplituda prawdopodobieństwa A opisującą przejście od stanu początkowego do końcowego. Jeśli kilka diagramów (kanałów procesu) jest możliwych to ile wynosi całkowite prawdopodobieństwo procesu: suma $|A|^2$ czy $|\sum A|^2$?
- Czy elektrodynamika kwantowa prowadzi do nieskończonych wyrażeń na etapach pośrednich?
- Porównaj wielkość poprawki jedno- i dwupętlowej QED dla anomalnego momentu magnetycznego mionu
- Ile wynosi różnica anomalnego momentu magnetycznego dla mionu między doświadczeniem a przewidywaniami teoretycznymi Modelu Standardowego?
- Kiedy teoria jest renormalizowalna?
- Poprawne zachowanie dla bardzo dużych energii prawdopodobieństwa procesów EW wymaga istnienia cząstki o spinie 0 (skalarnej). Jak taka cząstka sprzęga się do bozonów Z?